

浅底水流による部分流入タービン翼列の 実験的研究

高原 万寿雄^{*}・飯塚 和夫^{**}・師田 忍^{***}
大橋 哲^{****1}・金尾 博^{****2}・清水 禎二^{****3}

On the Experimental Study of the Flow through the Cascade of Partial Admission Turbine by Means of Shallow Water Table

Masuo TAKAHARA, Kazuo IIZUKA, Sinobu MOROTA
Satoshi ŌHASHI, Hiroshi KANAO, and Teiji SHIMIZU

Unsteady flow effects are important in all turbomachinery, but the analysis of the unsteady flow in a rotating blade passage of gas or steam turbine is very difficult due to many factors.

In this paper, the water analog method being applied to simulate the complicated flow through the cascade of partial admission turbine, is described the procedure of this hydraulic analog approach including a graphical analysis of wave propagation based on the one-dimensional characteristic method.

The experimental results showed fairly good agreement with the theory, and proved the shallow water analog approach was very valid to simulate such a two-dimensional unsteady fluid flow problem.

1 緒 言

ガスタービンあるいは蒸気タービンの熱効率の向上をはかるには、タービン入口における燃焼ガスまたは蒸気の温度をできる限り高くしなければならない。しかしこれには、タービン翼材料の上で、明らかに限度があるから、むしろタービンの諸損失を減じて、理想サイクルに近づけることが望まれる。

ガスタービンでは、作動流体の圧縮性が問題になるが、蒸気タービンにおいても、調速段および低圧段の翼列の流れは、しばしば遷音速域に入り、翼形が適当でないときは、マッハ数が0.4位ですでに衝撃波が発生するといわれる。したがって、これらのタービン翼列、とくに作動流体の送入および遮断のくり返される部分流入タービンでは、非定常流れの研究が重要となる。

タービン二次元翼列の性能は、ふつうには高速風洞によって試験されるが、ピトー管を移動する方法は、ピトー管自身が衝撃波を発生するから、その精度に疑義がある。また風洞試験では、シュリーレン法あるいはマッハ・ツェンダの干渉計などの光学的計測が併用されるが、定性的観測は別として、これらによって定量的計測を行うのは困難であり、風洞をはじめこれらの装置は、はなはだ大きくなるなどの難点がある。

浅底水流と高速気流あるいは衝撃波の間には、ある条件のもとで、水力学的相似の成立することは、古くから知られている。浅底水流においては、水の粘性による影響、比熱比の相違による問題

* 教授 ** 講師 *** 文部技官 ****1 学生（現在川崎車輛KK） ****2 学生（現在新三菱重
工KK） ****3 学生（現在東芝機械KK）

などがあるが、装置が簡単であり、高速気流の瞬間的変化を、拡大して肉眼で観察できるなどの利点を有するので、かんたんな物体のまわりの超音速流れの模様を、風洞試験と比較した例は数多くある。しかし実用機関の圧縮性流体の研究に、浅底水流による模型実験をとり入れたのはごく最近のことであり¹⁾²⁾、タービン二次元翼列の非定常流れの研究に、浅底水流を利用した H. K. Heen および R. W. Mann の報告³⁾ はとくに注目される。

筆者らは Heen らの報告を参考にして、部分流入タービン翼列二次元非定常模型となる移動翼台車を有する浅底水そうを試作した⁴⁾。試作水そうは Heen らのものより、簡略化されたものであるが、変動水位の測定方法に抵抗ブリッジを用いる方式を考え、これらによってかなり精確な計測を行ない得た。

本報告においては、浅底水流によるタービン翼列試験水そうの設計あるいは製作に関する基礎的事項について述べ、この流水模型によって得られた実験結果を、一次元非定常流れの理論と比較する。ついでこれらから、部分流入タービン翼列の非定常損失を考察し、浅底水流による翼列試験方法を検討したものである。

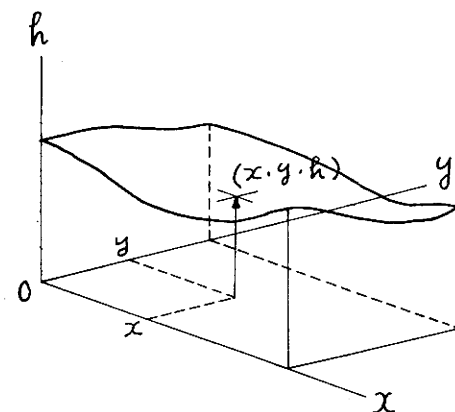
2 部分流入タービン

部分流入タービンは、ノズルをノズル隔壁の全円周に配置しないで、限られた円弧にのみ配置したものである。

部分流入とすることにより、ノズルは全円周送込時よりも大円の弧上に配置されるから、動翼直径は大となり、全円周送込時に比較して大出力が得られる。したがって多段タービンの一部を部分流入とすれば、その構成段数を減ずることができる。この反面流体の送込、遮断がくり返えられるから、非定常損失が増大し、全円周送込時よりも効率は減少するので、部分流入タービンは、多段タービンの调速段、あるいは低効率でもさしつかえない補機駆動用の小型タービンとして使用される。

3 浅底水流と高速気流の水力学的相似について

3・1 浅底水流の水力学的相似の条件



第1図 浅底水流の座標

いま自由表面を有する水流の座標を第1図に示すように、 x, y, h とし、その方向の速度成分を u, v, w とする。

水流と模型底面の間には、摩擦は作用しないものとすれば、

h 方向の速度成分は無視できるから、

Euler の運動方程式は

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) \dots\dots (1)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = - \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial t} \right) \dots\dots (2)$$

であり、

連続の式は

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (hu) + \frac{\partial}{\partial y} (hv) = 0 \dots\dots\dots (3)$$

である。自由表面上の大気圧を p_0 とすれば、水中の任意の点 (x, y, z) における圧力は

$$p = p_0 + \rho g (h - z) \dots\dots\dots (4)$$

$$h = h(x, y, t) \text{ より}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = g \frac{\partial h}{\partial x}, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = g \frac{\partial h}{\partial y}$$

となる。水流の基準水位を h_0 、このときの水面を伝ばする波の速さを C_0 とすれば

$$C_0 = \sqrt{gh_0}$$

であるから、(1)~(3)式は

$$C_0^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h}{h_0} \right) = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$C_0^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h}{h_0} \right) = -v \frac{\partial v}{\partial x} - u \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{h}{h_0} \right) u + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h}{h_0} \right) v + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{h}{h_0} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。ここで水流の基準状態における物理量に、0の添字をつけて表わし、上式の変数を次の無次元数で示す。

$$X = \frac{x}{l_0} \quad Y = \frac{y}{l_0} \quad H = \frac{h}{h_0}$$

$$U = \frac{u}{c_0} \quad V = \frac{v}{c_0} \quad T = \frac{t}{t_0}$$

$$\text{ただし} \quad t_0 = \frac{l_0}{c_0} \quad \text{である。}$$

これらの無次元数を(6)~(7)式に代入すれば、浅底水流の無次元式として

$$\frac{\partial H}{\partial X} = -U \frac{\partial U}{\partial X} - V \frac{\partial V}{\partial Y} - \frac{\partial U}{\partial T} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{\partial H}{\partial Y} = -U \frac{\partial V}{\partial X} - V \frac{\partial V}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial T} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} (HU) + \frac{\partial}{\partial Y} (HV) + \frac{\partial H}{\partial T} = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

を得る。

気体の二次元非定常流れの運動および連続の式は

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

である。また等エントロピ流れの状態式は

$$\frac{p}{\rho^K} = \text{Const} \quad \dots\dots\dots (14)$$

であり、気体における音速 a は

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \frac{Kp}{\rho}$$

で与えられる。ここに K は比熱比であり

$$K = \frac{C_p}{C_v}$$

で示される。 s はエントロピを示す。

気体の基準状態を p_0, ρ_0, a_0 で示せば

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{a_0^2}{K-1} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{K-1}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{a_0^2}{K-1} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{K-1}$$

となるから、(11)~(13) 式の気体の運動および連続の式は

$$\frac{a_0^2}{K-1} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{K-1} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial t}$$

$$\frac{a_0^2}{K-1} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{K-1} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial t}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) u + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) v + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) = 0$$

となる。

ここで水流の場合と区別するために、気体の物理量を示す文字に'をつけて、水流のときと同様に無次元数を

$$X' = \frac{x'}{l_0'} \quad Y' = \frac{y'}{l_0'} \quad U' = \frac{u'}{a_0'}$$

$$V = \frac{v'}{a_0'} \quad P' = \frac{p'}{\rho_0'} \quad T' = \frac{t'}{t_0'}$$

とすれば、(11)~(13) 式は

$$\frac{1}{K-1} \frac{\partial}{\partial X'} P'^{K-1} = -U' \frac{\partial U'}{\partial X'} - V \frac{\partial U'}{\partial Y'} - \frac{\partial U'}{\partial T'} \quad \dots\dots (15)$$

$$\frac{1}{K-1} \frac{\partial}{\partial Y'} P'^{K-1} = -U' \frac{\partial V'}{\partial X'} - V' \frac{\partial V'}{\partial Y'} - \frac{\partial V'}{\partial T'} \quad \dots\dots (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial X'} (P' U') + \frac{\partial}{\partial Y'} (P' V') + \frac{\partial P'}{\partial T'} = 0 \quad \dots\dots (17)$$

となる。

(8)~(10) 式と (15)~(17) 式が同値となる条件は

$$K=2 \quad H=P' \quad U=U' \quad V=V' \quad X=X' \quad Y=Y'$$

である。

すなわち、 $K=2$ なる仮想気体の二次元等エントロピ流れと、浅底水流の間には、模型と水流との間の摩擦を無視すれば

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{h}{h_0}$$

$$\frac{u'}{a_0} = \frac{u}{c_0}$$

あるいは

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{h}{h_0} \right)^2$$

などの対応が成立する。マッハ

数を M 、フロード数を F とすれば

$$M = \frac{u'}{a_0} \quad F = \frac{u}{c_0} = \frac{u}{\sqrt{gh_0}}$$

であるから

$$M = F$$

なることも明らかである。

衝撃波を伴う流れでは、Rankine-Hugouiot の式

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1 + \frac{K+1}{K-1} \frac{P}{P_0}}{\frac{K+1}{K-1} + \frac{P}{P_0}}$$

の示すように、もはや等エントロピの条件は成立しない。しかし富田ら⁵⁾の研究によれば、浅底水流と衝撃波を伴う流れでは、 $K=2$ の気体よりも、むしろ $K=1.4$ の気体の $2 < M < 6$ の範囲で、水力学の相似の成立することが明らかにされている。

したがって本研究においては、比熱比の値に関せず、二次元等エントロピの高速気流あるいは衝撃波を伴う流れの間には、第1表の対応が成り立つものとする。

よって、二次元非定常浅底水流模型では、水位変動を測定すれば、高速気流の変化を知ることになる。

第1表
高速気流と浅底水流の対応関係

	高速気流 衝撃波	浅底水流
密度	ρ/ρ_0	h/h_0
温度	T/T_0	h/h_0
圧力	P/P_0	$(h/h_0)^2$
速度	M	F

3・2 基準水位について 前述の水力学の相似は水面の表面張力や垂直方向の速度を無視して成立するものであるから、これらを考慮して基準水位 h_0 を決定しなければならない。

表面波の伝ば速度は一般に波長 λ の関数であるが、水位 h が波長 λ に比較して非常に小さいときは、伝ば速度 C は

$$C^2 = gh$$

となって、波長に無関係になる。それで基準水位は毛細波の範囲をのぞいて、できる限り浅いことが望まれる。また後記するように、現象の観察にも、水位の浅い方が好都合であるが、この反面、水位測定時の誤差が大きくなり、底面の影響も無視し得なくなる。

富田⁴⁾は、模型が大になるにつれて水深は深くしてよいが、理論的には6~7 mm以下が望ましいと述べ、単独翼の実験では、7~10 mmに基準水位を設定した。Heenら³⁾のM. I. Tの実験室では、非定常流れの研究では、6~75 mm、定常流れに対しては約22 mmとしている。長尾教授ら²⁾の内燃機関の非定常流れの研究では14 mmであり、筆者らの報告⁴⁾とおなじ頃発表された高瀬ら⁶⁾の定常流れの翼列実験では22~26 mmに設定されている。

これらから非定常流水模型では、理想水位は6~10 mmであり、定常模型では前者より深く22~26 mmに設定されているようである。

筆者らは所要水量をも考慮して、基準水位を6 mmとした。

3・3 浅底水流試験における現象の拡大率と模型の大きさ 高速気流における瞬間的現象を、流水模型でどの程度に拡大して観察できるかは実験精度に関係する。

浅底水流と高速気流の間には、相似律から

$$F = M$$

であるから、実機と模型における現象の伝ば速度の比を σ_u 、現象の通過する時間比を σ_t とし、実機におけるそれぞれの物理量および代表長に'をつけて模型と区別すれば

$$\sigma_u = \frac{a_0}{c_0} = \frac{u'}{u} = \frac{a_0}{\sqrt{gh_0}} \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\sigma_t = \frac{t}{t'} = \frac{l}{l'} \frac{a_0}{c_0} = \frac{l}{l'} \sigma_u \quad \dots\dots\dots (19)$$

であり、 σ_t は高度気流の瞬間的現象をどの位の時間に拡大して観察できるかを示す。(19)式より流水模型の拡大率は、模型長と水深、とくに模型の大きさに関係することがわかる。

模型の大きさについては、富田⁵⁾は blocking effect のいちじるしく大きくならない範囲で、できる限り大きくする方がよいと述べ、Heen³⁾らは模型長について

$$l_{min} = 5 \times 10^{-5} h R_e$$

を与えている。ここに R_e は模型流路のレイノルズ数であり、 h は水位をインチであらわしたものである。

筆者らの装置では、基準水位 $h_0 = 6 \text{ mm}$ 、模型長 $l \approx 300 \text{ mm}$ であるので、現象の伝ば速度は

$$C_0 = \sqrt{gh_0} = 0.243 \text{ m/s}$$

現象が翼流路を通過する時間は

$$t = \frac{l}{C_0} = 1.23 \text{ s}$$

である。一方実機は模型の約 $1/20$ 、燃焼ガス温度 600°C に対する音速は、約 570 m/s と推定されるので、実機の翼流路を波動現象が伝ばするに要する時間は

$$t' = \frac{l'}{a_0} = 2.63 \times 10^{-5} \text{ s}$$

である。したがって

$$\sigma_u = \frac{a_0}{C_0} = 2330$$

$$\sigma_t = \frac{t}{t'} = 46600$$

となって、流水模型によって、現象の伝ば速度は約2300倍の遅い速さで、時間についていえばじつに47000倍に拡大して、ゆっくり観測されることになる。

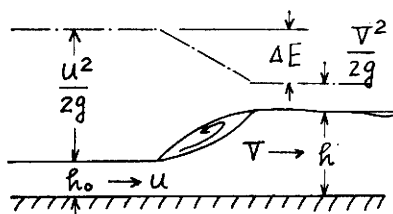
4 流水模型翼列における非定常流れの近似的解法

一般にタービン翼列における圧縮性流体の非定常流れを解析することはきわめて困難であるが、流水模型における翼列の流れを解析すれば、水力学的相似則によって、実機の場合の流れを推定し得る。

このために、流水模型の翼列の流れに次の仮定をおいて、条件を簡易化し、一次元非定常の開水路の流れとして近似的解法を行なう。ただしノズルの流れは、つねに射流 ($F > 1$) である。

- (1) 長方形断面水路であって、翼流路の曲りを無視する
- (2) 摩擦抵抗および模型における漏水を無視する
- (3) ノズルは十分に広く、ノズルの流路に現象は進行しない。

4・1 翼列がノズルの流れに進入するとき 水門の急速な開きによって、下流の水路に波高の高い波が伝ばするときと同じく、翼流路に、水流は段波あるいは跳水現象をともなって進入する。



第2図 跳水の図号

この翼流路の流れを、跳水を伴って射流水深 h_0 から常流 ($F < 1$) の水深 h に移行するものとすれば $|c| = u$ であるから、連続および運動量方程式は第2図から

$$h_0 u = h V$$

$$\frac{\gamma}{g} \{ c b h (V - u) \} = \frac{\gamma}{2} b (h_0^2 - h^2)$$

となる。ここに b は水路巾を示し、 γ は水の比重量である。

両式より $F_0 = \frac{u}{c_0} = \frac{u}{\sqrt{gh_0}}$ とすれば

$$|c| = u = \sqrt{\frac{gh}{2h_0}} (h_0 + h) \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$h = \left(\frac{-1 + \sqrt{1+8F_0^2}}{2} \right) h_0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$V = \frac{h_0}{h} u \quad \dots\dots\dots (22)$$

を得る。

また跳水を伴うために生ずるエネルギー損失は

$$\Delta E = \left(h_0 + \frac{u^2}{2g} \right) - \left(h + \frac{V^2}{2g} \right) = \frac{(h-h_0)^3}{4h_0h} \quad \dots\dots\dots (23)$$

である。

(20)～(23) 式から、翼列がノズルに入るときの波高、流速およびエネルギー損失を求めることができる。

4・2 一次元非定流に対する特性曲線法 翼流路がノズルから離れ、流入が急遮断されると、翼流路の水位が降下し、ついで逆流を生じて水面は上昇する。したがって一種のサーシングの状態を経過して定常状態に入ると思われる。

一次元非定常流れの基礎微分方程式は (1), (3) 式より

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (25)$$

となる。左辺第二項の場所的变化は、第一項の時間的变化に比較して、十分に小さいと考えられるので第二項を無視し、上式に $c^2=gh$ を代入すると、一次元非定常流れの連立偏微分方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{g}{c^2} \frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (27)$$

が、流水模型に対し近似的に成立する。

(26), (27) 式から h または u を消去すれば、

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (29)$$

の連立波動偏微分方程式を得る。

(28), (29) 式の解は、 $x \pm ct$ の任意関数 f_+ , f_- を導入すれば

$$u - u_1 = f_+(x-ct) + f_-(x+ct)$$

$$h - h_1 = \frac{c}{g} \left\{ f_+(x-ct) - f_-(x+ct) \right\}$$

である。

(28), (29) の連立双曲型偏微分方程式は、(26), (27) の偏微分方程式を、特性曲線によって解く方が便利である⁷⁾。

曲線座標 $\xi(x, t) = \alpha_0$, $\eta(x, t) = \beta_0$ を考え、座標 x, t を α_0, β_0 に変換すれば (26), (27) 式と等価な特性微分方程式は

$x-t$ 平面では

$$c_+ : \frac{\partial t}{\partial \alpha_0} - \frac{1}{c} \frac{\partial x}{\partial \alpha_0} = 0 \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$c_- : \frac{\partial t}{\partial \beta_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial x}{\partial \beta_0} = 0 \quad \dots\dots\dots (31)$$

hu 平面では

$$\Gamma_+ : \frac{\partial u}{\partial \alpha_0} + \frac{g}{c} \frac{\partial h}{\partial \alpha_0} = 0 \quad \dots\dots\dots (32)$$

$$\Gamma_- : \frac{\partial u}{\partial \beta_0} - \frac{g}{c} \frac{\partial h}{\partial \alpha_0} = 0 \quad \dots\dots\dots (33)$$

となり、両平面における特性曲線は、第3図に示すように直線群で表わされる。直線が横軸となす傾きは $\pm \frac{1}{c}$, $\mp \frac{c}{g}$ である。

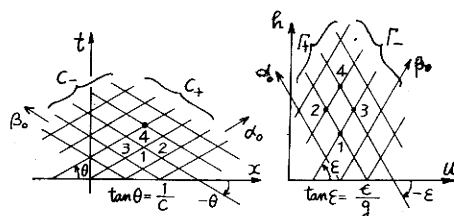
いま模型流路の長さ l 、波の伝ばの速度 c 、基準水位 h_0 を用いて無次元特性方程式を求めると、

$$c_+ : \frac{\partial \left(\frac{t}{l/c} \right)}{\partial \alpha_0} - \frac{\partial \left(\frac{x}{l} \right)}{\partial \alpha_0} = 0$$

$$c_- : \frac{\partial \left(\frac{t}{l/c} \right)}{\partial \beta_0} + \frac{\partial \left(\frac{x}{l} \right)}{\partial \beta_0} = 0$$

$$\Gamma_+ : \frac{\partial \left(\frac{u}{c} \right)}{\partial \alpha_0} + \frac{\partial \left(\frac{h}{h_0} \right)}{\partial \alpha_0} = 0$$

$$\Gamma_- : \frac{\partial \left(\frac{u}{c} \right)}{\partial \beta_0} - \frac{\partial \left(\frac{h}{h_0} \right)}{\partial \beta_0} = 0$$



(a) xt 平面 (b) up 平面

第3図 特性曲線とその対応

を得る。 α_0, β_0 を定数として積分すれば、特性方程式

$$c_+ : \frac{t}{(l/c)} - \frac{x}{l} = R(\beta_0) \quad \dots\dots\dots (34)$$

$$c_- : \frac{t}{(l/c)} + \frac{x}{l} = s(\alpha_0) \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$\Gamma_+ : \frac{u}{c} + \frac{h}{h_0} = r(\beta_0) \quad \dots\dots\dots (36)$$

$$\Gamma_- : \frac{u}{c} - \frac{h}{h_0} = \delta(\alpha_0) \quad \dots\dots\dots (37)$$

となり、 $\left(\frac{x}{l} \right) - \left(\frac{t}{l/c} \right)$ 平面では、特性曲線の傾きは ± 1 , $\left(\frac{u}{c} \right) - \left(\frac{h}{h_0} \right)$ 平面では、直線群の傾きは ∓ 1 である。

以上によって、一次元非定常流れの特性曲線の一般の形が求められたので、境界条件、初期条件を与えて、図式解法をすすめればよい。

4・3 流水模型翼列の流れの計算例 ノズル流出フロード数 $F=2.37$ 、速度比 $\xi=0.38$ なる実験例について、前述の方法によって、波高 h の変化を求めてみる。

翼流路の中心線にそう、流入フロード数は $F_0=1.5$ と算出されるので、ノズルから水流が翼流路に流入するときは、次のように計算される。

$$(21) \text{ 式より } h/h_0 = \frac{-1 + \sqrt{1 + 8F_0^2}}{2} = 1.68$$

したがって、波高は $h = 10 \text{ mm}$ となる。

波高の上昇によって、流速は減少する。

$$(22) \text{ 式より流速は } V = \frac{h_0}{h} C = \frac{h_0}{h} \sqrt{\frac{gh}{2h_0} (h_0 + h)} = 21.6 \text{ cm/s} \text{ となる。}$$

定常状態における流速は $u=36.4 \text{ cm/s}$ であるので、非定常損失を算出し得る。

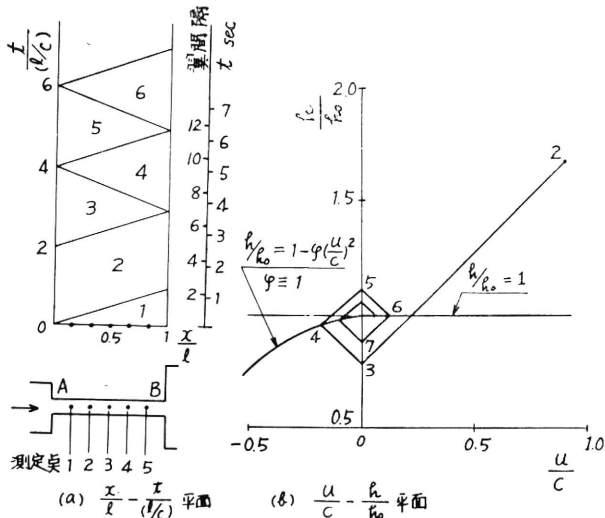
翼列がノズルから離れ、水流が瞬間遮断されたその後の状態は、特性曲線法によって求める。
 $h_0 = 6 \text{ mm}$ に対する基準状態の波速は $C_0 = \sqrt{gh_0} = 24.3 \text{ cm/s}$ したがって、波動状態図 $\frac{u}{c} - \frac{h}{h_0}$ 平面上の初期値は $u/c = Vc_0 = 0.89$ $h/h_0 = 1.68$ である。

ノズル側の翼入口端の境界条件は $u/c = 0$

翼出口端においては $u > 0$ に対して $h/h_0 = 1$

$u < 0$ に対して $h/h_0 = 1 - \varphi \left(\frac{u}{c} \right)^2$ である。

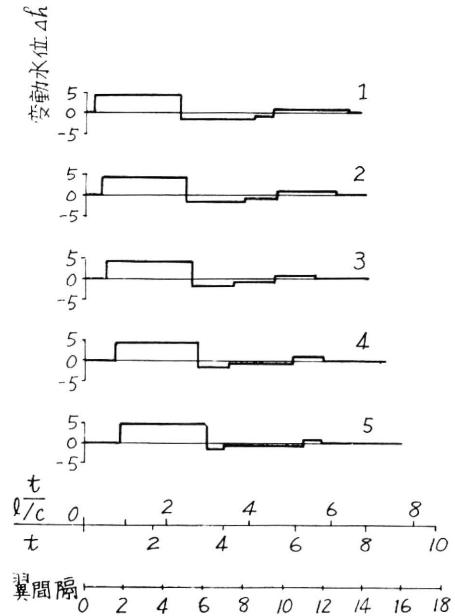
第4図は、特性曲線法による作図の方法を示す。第5図はこの一次元理論によって得られた理論



第4図 作図の一例

波高曲線を示す。

特性曲線法による解は、 C を一定としているので、波高比 h/h_0 が大きくなると、解の精度は減少する。



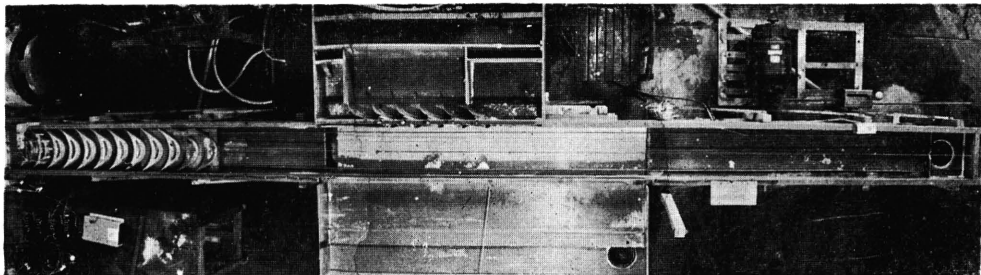
第5図 近似理論による波高曲線
 ($F=2.37$ $\xi=0.38$)

5 実験装置

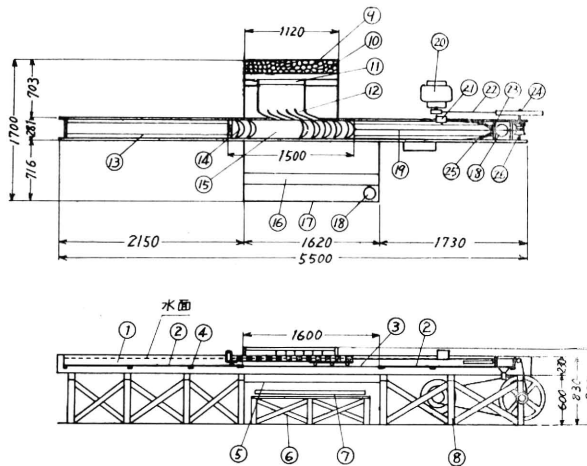
3・1 翼列試験浅底水そう 試作浅底水そうは、Heen らの方式と同じく、移動する翼台車を有する。Heen らの装置に比較して、駆動および停止機構をはなはだかんたんにしたが、じゅうぶんにその機能を果し得た。

水そうは、ほとんど木製であるので、とくに漏水しないよう考慮した。

第6図は試作浅底水そうの外観であり、第7図にその主要寸法を示す。



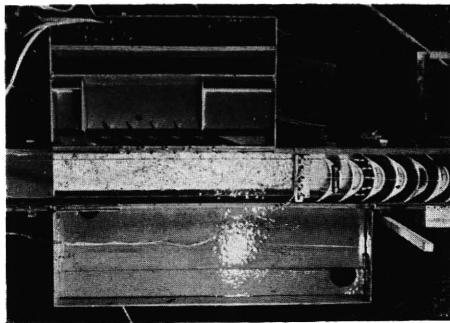
第6図 試作浅底水そうの外観



1 試験水そう	8 支持台	15 翼台車	22V ベルト
2 底板	9 給水そう	16 セキ	23 セキ
3 透明ガラス	10 砂利そう	17 排水そう	24 プーリー
4 支柱	11 整流格子	18 排水口	25 緩衝装置
5 すりガラス	12 ノズル	19 ロープ	26 巻とりドラム
6 照明灯支持台	13 レール	20 電動機	
7 照明灯	14 翼	21 自動スイッチ	

第7図 試作浅底水そうの構造と主要寸法

器、微動スイッチを併用し、翼水路の停止端にはかんたんばね緩衝装置を設けた。



第8図 水そうの中央部の構造

観とその寸法を示す。

翼形は Heen らのものと同寸法であり、ポリエステル樹脂を成型したものである。

第10図に翼列とノズル列の関係位置を示し、第11回に翼列の外観を示す。

翼流路内の1, 2, 3, 4, 5の各点は変動水位測定子の挿入位置を示す。

ノズルは傾斜角 20° の傾斜平行ノズルであって、銅板製である。ノズルの流路には上下に昇降し得る可動木片を設けて、水位を調整する。

5・2 変動水位の測定装置

浅底水流では、変動水位を正確に記録すれば、高速気流の非定常

第8図は水そう中央部を示すものである。

給水のための定水位そうは設けていないので、水道水を直接給水そうに導き、水流は砂利そう、整流格子、せきを経てノズル列、動翼列に流入し、排水口から流出する。

排水そうおよび翼水溝端に設けた2個のオーバ・フローと排水口によって翼台車の移動中も定水位に保たれる。

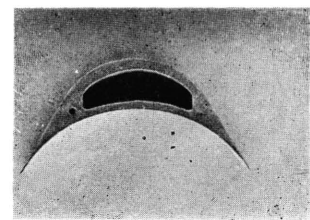
翼台車には12個の翼がとりつけられる。翼台車底板および翼水溝中央部底板は、有機ガラス（アクリライト）で構成し、下方の光源によって、翼内流路の流れの模様を撮影し得るように配慮した。

翼台車は9個の動輪によって支持され、可変速電動機によって、レール上を駆動される。

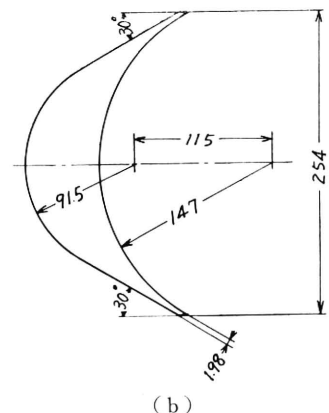
起動および停止のために、電磁開閉

翼台車の移動速度を記録するために、翼の上面に設けた摺動子と翼水溝壁に接着された等間隔の極板によって、回路を閉ずるごとにパルスが発生せしめて、電磁オシログラムに記録するようにした。

第9図は翼形の外

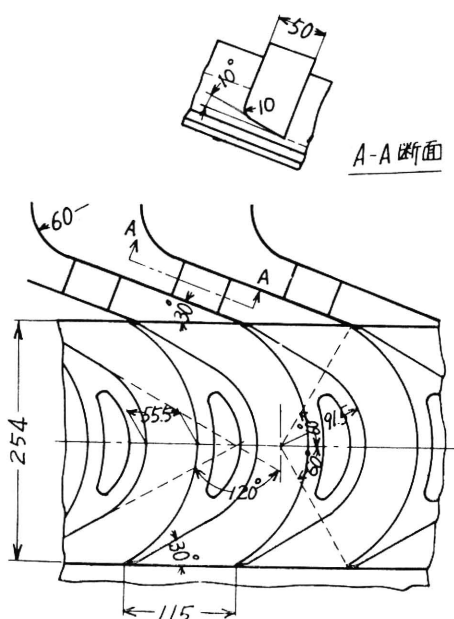


(a)

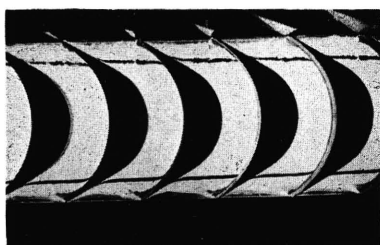


(b)

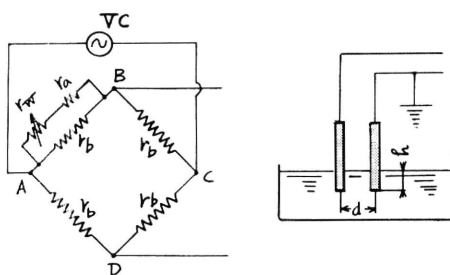
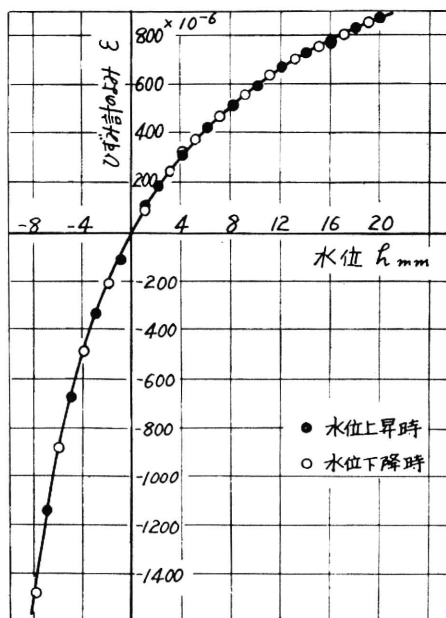
第9図 翼形の外観と寸法



第10図 翼列とノズルの寸法



第11図 翼列の外観


 第12図 変動水位測定ブリッジ回路
 $(r_b = 120 \Omega \quad r_a = 12 \text{ K}\Omega \quad d = 3.5 \text{ mm})$


第13図 水深とひずみ計の読み

流れが明らかにされるから、変動水位の測定は重要な事項である。

変動水位の測定は、水位の変化による電気抵抗の変化を利用する方式とした。

0.6 mm ϕ のステンレス針を 3.5 mm の間隔に保ってならべ、水面の変動に応じて変化する抵抗を固定抵抗と組合せて、ブリッジに組み、その不平衡電圧を、動ひずみ測定器（共和電業 DM-6 H）で増巾し、電磁オシログラムで連続記録するものである。ブリッジ電源は 3V, 5000c/s の高周波である。

第12図にこの装置のブリッジ部の回路を示す。

第13図は水深とひずみ計の読みの関係を示すものであって非線形となるが、水位上昇時と下降時における差異は、ほとんどみられない。水位の変動周波数に対する特性は、動ひずみ計の周波数特性と一致するから、動特性も良好であると考えてよい。

6 実験方法およびその結果

6・1 実験方法 部分流入タービン翼列の非定常流れにおけるじょう乱あるいは衝撃波の強さは、ノズル流出マッハ数、タービン速度比および部分流入比の関数である。部分流入比一定時にお

ける流水模型による相似実験では、給水量と翼台車速度を変更し、水位の変動をノズル流出のフロー数と翼台車速度比で整理すればよい。

本実験では、一例をのぞいていずれも5個のノズルより水を送入した。変動水位の測定は第10図に示した5点で行ない、これらの測定個所の水位の変動および翼台車の速度はすべて電磁オシログラムに記録した。

第2表 実験の系列

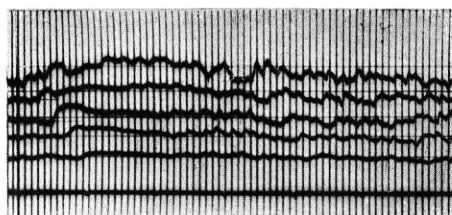
ノズル流出速度は、翼列を通過した流水を、秤量平均して算出した。

第2表は本実験の系列を示す。

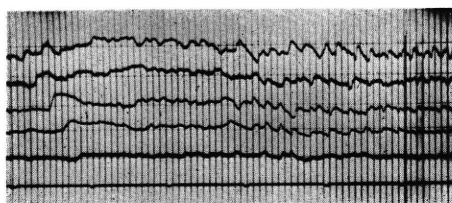
上記の定量的な研究とは別に翼列内の流れを直接撮影するために、アルミ粉末を給水そうから流して、流水の模様を観察した。

6・2 実験結果 第14図は動翼流路内の水位変動を示すオシログラムの例である。

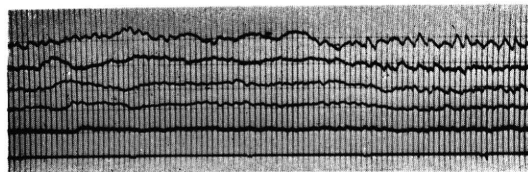
水位変動曲線は上方より順に、測定点1, 2, 3, 4, 5における変動を示し、最下方のパルスは翼台車の移動速度を示す。刻時線は1/10秒に相当する。



(a) $F=23.7$ $\xi=0.38$



(b) $F=2.49$ $\xi=0.31$



(c) $F=2.55$ $\xi=0.19$

第14図 変動水位のオシログラム

波高は最大値に達し、その後はノズル隔壁にもとずく小脈動を示しながら、比較的平たんな波高部分を形成する。水位測定位置が流路の下流に移るにしたがい、波高は減少する。

翼列が移動し、流路がノズルの噴流から急遮断された状態においては、なお流体は慣性によって

第15図はあらかじめ作製しておいた較正曲線によって、オシログラムをかき直した例である。

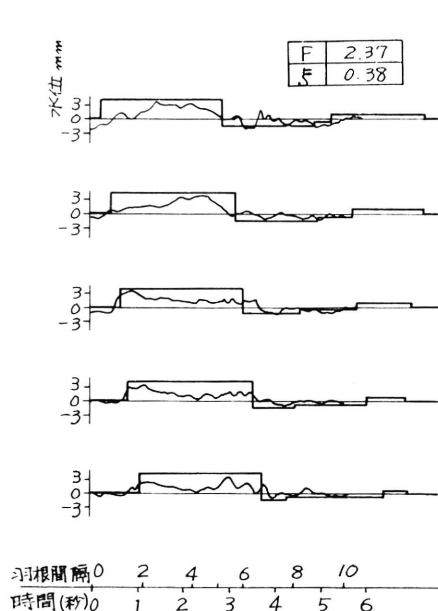
横軸は、動翼がノズル列に入ってから経過時間と、動翼の移動距離を羽根およびノズル間隔で示したものであり、縦軸は変動した水面と基準水位との差を示すものである。

図中の折れ線は、前述した一次元理論によって求めた理論変動水位を示す。

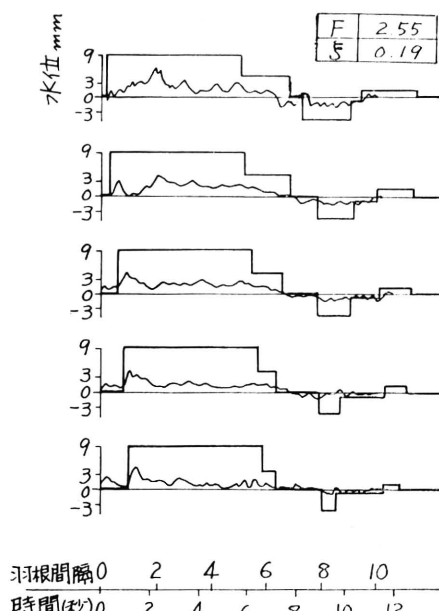
理論曲線は、波高においては、実験値よりやや高い値を示すが、圧力の上昇および下降のだいたいの傾向は、実験曲線と一致する。しかし波高比 $h/h_0 > 2$ では、理論で示したように、ずれが大きくなるのはやむを得ない。

実験曲線において、圧力は、理論で予測されるよりも、かなり早い時期に上昇し始める。このことはノズルの開度が $1/2$ 以下であっても、噴流の衝動によって、翼入口には、すでにじょう乱と衝撃波が発生していることを意味する。第一番目のノズルが翼流路に全開となった直後で

下流に流れるので、翼内圧力は急に減少し波高は基準水位以下にさがる。ついで排水そうから逆流を生じ、一種の自励振動の状態を経過しながら定常状態に戻るなど、実験曲線から判断される。



(a) 理論値 $h/h_0=1.68$



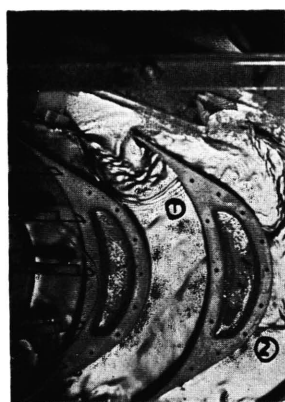
(b) 理論値 $h/h_0=2.5$

第15図 水位変動曲線

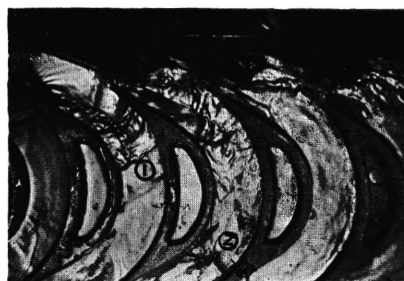
第16図お

よび第17図は、速度比 $\phi=0.3$ ノズル流出のフロード数 $F=0.7$ と考えられる場合の、翼流路のじょう乱あるいは衝撃波の伝播の様相を撮影したものである。

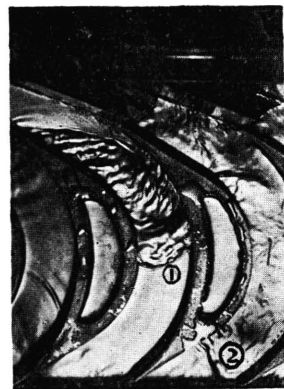
第16図は (a), (b), (c) の順に翼列がノズル列に進入するときの流れの様相である。



(a)



(b)



(c)

(a) 流路がノズルに1/2開となったときの流水模様
(b) 流路がノズルに3/4開となったときの流水模様
(c) 流路がノズルに全開となったときの流水模様

第16図 動翼流路の流れ模様

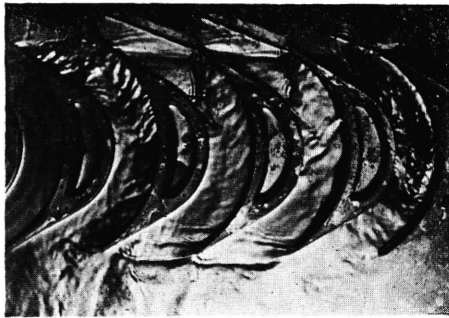
翼入口におけるじょう乱は、第1ノズルの噴流によって起されたものが最も大きく、入口に発生した衝撃波が翼出口の方へ進行することを示している。

第17図は翼入口および出口に発生する衝撃波と、ノズルから遮断された流路の、小じょう乱群の様相を示す。

翼出口においては、流路を横断する衝撃波と、これに垂直下流に向う衝撃波が発生することがわかる。

水位変動曲線およびこれらの流水の様相を与える写真から、定性的ではあるが、部分流入タービ

ン翼列の非定常損失は、翼入口におけるじょう乱にと
もなうもの
のが最大
であるこ
と、およ
び噴流か
ら遮断さ
れた直後
の圧力変
動が無視
し得ない
第17図 動翼出口の流れの衝撃波紋
などがわかり、理論であらかじめ考察し得たことと一
致する。



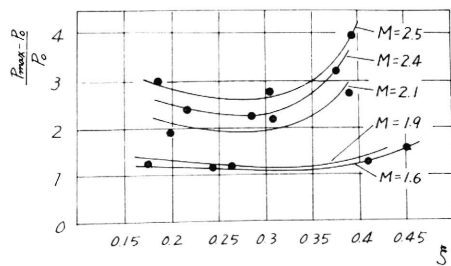
第17図 動翼出口の流れの衝撃波紋

6・3 考察 第18図は水位変動曲線から得た測
定点（1）における圧力経過を示す。横軸は実時間 t
を l/c で除した無次元時間であり、一次元理論におい
て示した波動状態図の無次元時間と同じものである。
縦軸は基準圧力 P_0 に対する圧力変動比であり、非定
常損失に対応する。

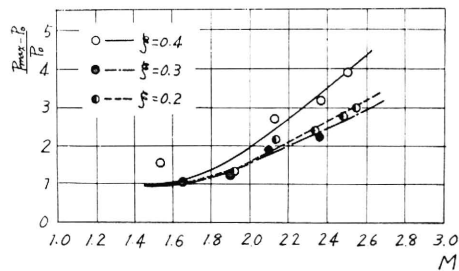
ノズルの流出マツハ数 1.9, 2.1, 2.3 の3種類につ
いて速度比をパラメータとして整理したものであり、
速度比および流出マツハ数によって、最大圧力および
経過に相異がみられる。

第19図、第20図は速度比およびノズル流出マツハ数
に対する最大圧力変動比を示す。

縦軸の最大圧力変動比 $P_{max}-P_0/P_0$ は、第18図にお



第19図 速度比に対する圧力変動率



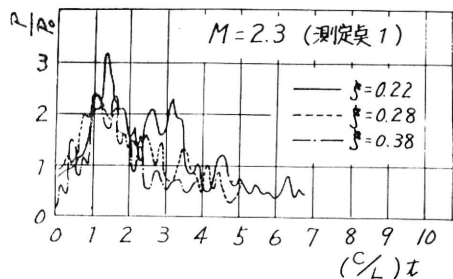
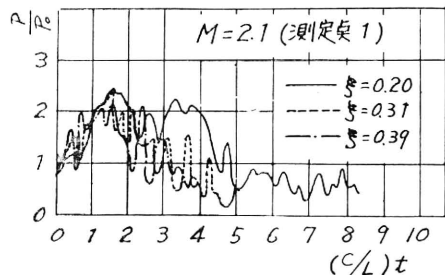
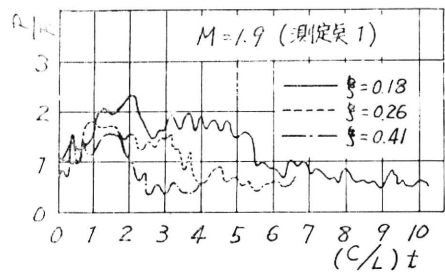
第20図 ノズル流出マツハ数に対する圧力変動率

非定常
損失を最小にする部分流入タービン翼の速度比は 0.3 であり、同翼形を使用する全円周送込衝動段
の最適速度比 0.425 ($\varphi_n=0.9$, $\varphi_b=0.88$, $\alpha=20^\circ$) に比較して、低下する。

またノズル流出マツハ数の増加にともない、非定常損失は急激に増加し、速度比の変化によって
急変する。第19図、第20図から供試翼形は、 $M \leq 2$ の範囲で使用されるべきものであることがわか
る。

全円周送込衝動段の線図効率は

$$\eta_a = 2 (1 + \varphi_b) (\varphi_n \cos \alpha - \xi) \xi \quad \dots\dots\dots (38)$$



第18図 測定点 1 における圧力変動曲線

けると同
様、翼列
の非定常
損失増加
の割合を
示すもの
としてよ
い。

で与えられる。

部分流入タービンにおいては、翼内流路の圧力上昇によって、流速は低下するから、流入速度を修正して

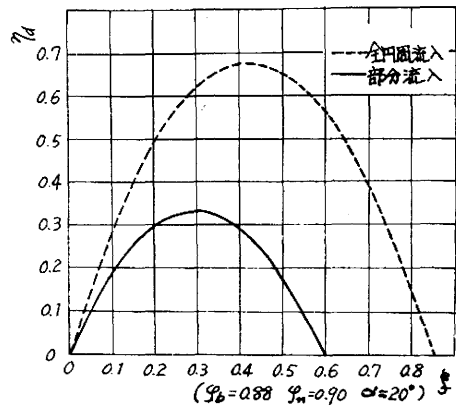
$$\eta_a = 2(1+\varphi)(\varphi_n K \cos \alpha - \xi)\xi \cdots \cdots (39)$$

としてよい⁸⁾。

ここに φ_b : 動翼速度係数
 φ_n : ノズル速度係数
 ξ : 速度比
 α : ノズル流入角
 K : 部分流入による速度比

部分流入タービンの最適速度比を非定常損失を最小にする0.3とすれば、供試翼形では、 $K=0.71$ となる。

第21図は $\varphi_n=0.9$, $\varphi_b=0.8$, $K=0.71$ としたときの部分流入衝動段の線図効率と、同翼形に対する全円送込衝動段の線図効率の比較を示すものであり、部分流入による損失の増加、および速度比の狭ばまりなどがわかる。



第21図 部分流入タービンと全円周送込タービンの線図効率の比較

7 結 言

浅底水流による翼列の実験には、粘性の影響、翼台車の等速維持、翼台車の振動などの実験にとまなう問題もあるが、実験結果は一次元非定常流れの理論とかなり一致し、流れの模様は、すでに発表されている風洞試験のシュリーレン写真などと対比して、近似があるので、このような簡便な流水模型翼列試験がきわめて有用であることが明らかにされた。

本研究におけるおもな結論を列举すれば次の通りである。

- (1) 二次元または一次元圧縮性流体の非定常流れを、流水模型に模擬するとき、流体の流れを解析する一方法を示した。

部分流入タービン翼列の非定常流れ、または損失は、一次元理論に基く上記の解法によってかなりの近似度で予知し得る。

- (2) 部分流入タービン翼列の性能は、超音速になるにしたがい急激に劣化し、供試翼列の好適使用範囲は、マッハ2以下に限定される。

部分流入タービン翼列の非定常損失は、部分流入にもとづく、動翼流路開口時の衝動によるものが最大である。したがってノズルの設計および配置には、全円周送込時よりも注意を要する。

流入の遮断後には、翼流路にはげしいじょう乱をひき起す場合もあり得るので、排気側からの逆流を防止する静翼の配置などが望まれる。

- (3) 微小変動水位の測定方法として、本実験に試みた方法は有用である。

翼列試験浅底水そうについては、なお次の点を工夫あるいは改善しなければならない。すなわち

- (1) 浅底水そうの水平維持
- (2) 変形を防止するための金属製水そうの使用
- (3) 翼台車の等速維持あるいは振動の防止
- (4) 定水位水そうの使用

などである。

本実験は、昭和37年度卒業実験として、実施したものであり、装置の製作は、高島技官の御協力によるものが多い。翼形の成形については、福井県工芸指導所、福井ビニール株式会社から、いろいろ御助力を得たので、ここに厚く感謝の意を表する。

文 献

- 1) たとえば A.K. Oppenheim : Journ of Appl. Mechanics, Trans. ASME 20-1 (1953-3)
松 永 : 機械学会論文集 21-112 (昭30) 954
- 2) 長 尾, 池 上, 宮 下 : 機械学会論文集 29-198 (昭38-2) 395
- 3) H.K. Heen & R.W. Mann : Trans ASME D 83-4 (1961-9) 408-422
- 4) 高原, 飯塚, 大橋, 金尾, 清水 : 機械学会北信越支部金沢地方講演会前刷集 (昭38-10)
- 5) 富 田 : 機械学会論文集 22-117 (昭31-5), 25-153 (昭34-5)
- 6) 高 瀬 , 滝 本 : 機械学会講演会前刷集 95 (昭38-10)
- 7) 本 間 , 内 田 : 計算図表, 図式計算法 (昭31) コロナ社
- 8) 大 場 : 蒸気およびガスタービン (昭34) 日刊工業社

(受理年月日 昭和38年11月 1 日)